第 40 卷 第 3 期
2022 年 9 月

天 文 学 进 展
PROGRESS IN ASTRONOMY

Vol. 40, No. 3
Sept., 2022

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2022.03.03

日间大气光学湍流廓线探测技术的进展

邓 鉴[1,2]，宋腾飞[1,3]，刘 煜[1,2]

(1. 中国科学院 云南天文台，昆明 650011； 2. 中国科学院大学，北京 100049； 3. 澳门科技大学 月球与行星科学国家重点实验室，澳门 999078)

摘要： 大气会使望远镜成像质量下降，若要降低大气对望远镜的影响，就需要为望远镜选择优质的台址、安装自适应光学系统。由于受到太阳辐射的影响，日间大气湍流往往比夜间更为剧烈。现如今国内外已有多台太阳望远镜搭建了自适应光学系统。传统的自适应光学系统有观测视场小等缺点，新型宽视场自适应光学系统可以解决这些问题，但对大气湍流廓线的精确探测是其前提与关键；同时，以湍流为成像理论的天文高分辨率技术也需要对湍流进行较为细致的探测。因此，日间大气湍流廓线探测技术对天文观测有重要的价值。首先介绍了大气湍流相关参数；之后，重点介绍了声雷达、SHABAR、MOSP、SDIMM+、A-MASP 等日间大气湍流廓线探测技术，总结了各种测量技术的原理和优缺点。

关 键 词： 大气湍流廓线；天文选址；视宁度

中图分类号： P427.1 **文献标识码：** A

1 引 言

成像质量对于天文观测十分重要。望远镜的成像质量不仅取决于望远镜自身的能力，同时也与望远镜所处的位置密切相关。人们可以观测到晴朗的夜空星星在眨眼睛，这种现象称为星光闪烁现象，是最常见的湍流现象。牛顿曾对这种现象进行过细致的分析，早就推断出，星光闪烁现象来源于大气抖动。即使使用大口径、长焦距望远镜观测，也不能消除大气抖动带来的影响。

遥远的星光经过大气时，由于大气湍流的存在，导致成像质量的退化，主要表现为下面四个方面：星像抖动、像面畸变、像质模糊和像闪烁[1]。随着科学技术的进步，我们受到观测方面的限制主要来自大气层，因此为了减小大气的限制，就要求对大气进行测量。在没有大气湍流影响下，望远镜观测的星像会聚焦为一个点，但在实际观测中，大气湍流会影响观

收稿日期： 2021-11-10； **修回日期：** 2022-01-04

资助项目： 国家自然基金面上项目 (11873092)；国家自然科学基金天文联合项目 (U2031148)

通讯作者： 宋腾飞，stf@ynao.ac.cn

测结果，使之成为一个散斑的图像。图 1 分别给出了口径为 25.4 cm 望远镜在不同大气湍流情况下对观测效果的影响，其中 V 至 I 的视宁度分别为小于 0.4″, 0.4″ ～ 0.9″, 1.0″ ～ 2.0″, 3.0″ ～ 4.0″ 和大于 4.0″。

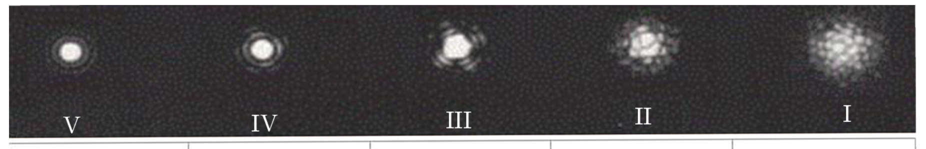


图 1　不同程度的大气湍流对观测的影响[2]

当在良好的天文站址建设好望远镜后，望远镜安放的位置、高度都不能再随之改变。在此之后，若想降低大气湍流对望远镜的影响，就需要安装自适应光学系统。表 1 列出了国内外现有太阳自适应光学系统搭建的情况，不难看出，大口径太阳望远镜都已经搭载或准备搭载自适应光学系统。

表 1　国内外现有太阳自适应光学系统[3]

国别	望远镜	哈特曼子孔径数量	变形镜驱动器个数	采样频率/Hz	硬件架构	首次观测年份
美国	0.76 m DST/LOTO	24	97	650	24 DSPs clusters	1998
瑞典	0.5 m SVST	19	19	955	566 MHz Alpha workstation	1999
德国	0.7 m VTT	36	35	650	8×900 MHz Sun Workstation	2002
美国	0.76 m DST/HOAO	76	97	2 500	40 DSPs clusters	2002
瑞典	1 m NSST	37	37	955	1.4 GHz Alpha workstation	2003
美国	0.65 m BBSO	76	97	2 500	40 DSPs clusters	2003
德国	1.5 m GREGOR/LOAO	78	80	2 000	2×2.93 GHz Intel Xeon X5570	2008
德国	1.5 m GREGOR/HOAO	156	196	2 000	2×2.93 GHz Intel Xeon X5570	2011
美国	1.6 m NST/HOAO	308	357	2 000	FPGA+DSP	—
美国	4 m DKIST/HOAO	1 232	1 313	>2 000	FPGA+多核 CPU	—
中国	1 m NVST/LOAO	37	37	2 100	FPGA+DSP	2009
中国	1 m NVST/HOAO	121	151	3 400	FPGA+多核 DSP	2014

传统的自适应光学系统有着观测视场小的缺陷，一方面，自适应光学系统需要等晕区有足够亮的星作为参考目标，以便为波前传感器提供信息；另一方面，对于扩展目标，探测视场对应的区域附近可以较好地矫正，对于距离稍远区域，不同视场高层湍流经过不同区

域，单个变形镜无法对不同视线上湍流引起的相差进行完全矫正。新型的宽视场自适应光学系统，如图 2 所示的多共轭自适应光学系统 (multi-conjugate adaptive optics, MCAO)[4]、近地层自适应光学系统 (ground layer adaptive optics, GLAO)[5] 可以解决以上这两个问题。MCAO 利用不同视线方向上的多个信标进行多视线波前探测，同时获得多个视线方向上光波穿过大气层时累积的波前像差，再利用大气层析技术对探测数据进行层析重构，获得不同高度层湍流引起的波前误差。在得到不同层湍流的波前误差后，设置多个变形镜分别位于不同高度湍流层的共轭位置，对大气湍流进行分层校正，最终实现大视场范围内的高分辨率成像[6]。但如何选择大气湍流对望远镜影响的最强层？如何测定最强层的湍流强度？是应用新型自适应光学技术的前提与关键。

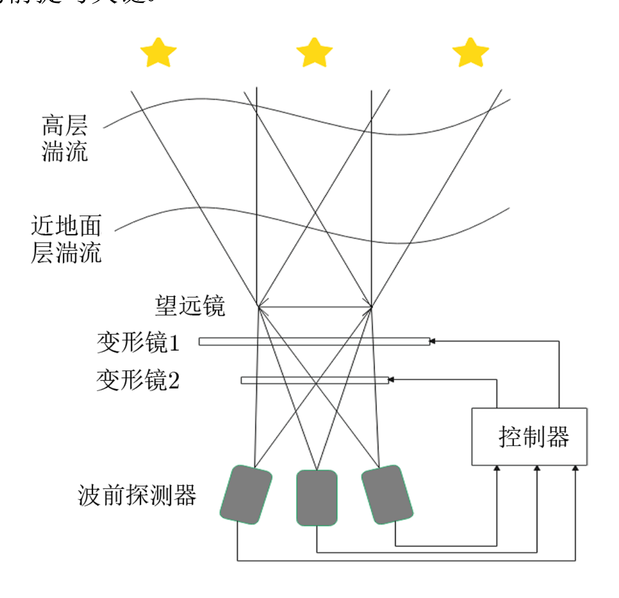


图 2　多共轭自适应光学系统

同时，为了匹配建设望远镜的自适应光学系统，在天文选址初期，不仅需要对当地整层大气湍流有精准的测量，也需要对大气湍流廓线进行测量，以便为将来需要搭建的自适应光学系统提供相应的设计参数。除此之外，对斑点成像法[7]、幸运成像法[8]等以湍流作为成像理论基础的天文高分辨率技术也有着重要作用。

在日间，由于受到太阳辐射的影响，大气湍流往往比夜间更剧烈[9]。太阳自适应光学系统也面临更严峻的挑战，大气湍流廓线的高分辨率测量也越发必要。但是，由于日间需求没有夜间大，导致日间大气湍流轮廓探测技术发展较慢。

2　大气湍流相关参数

大气可以划分为微粒组成的离散混浊大气介质和由热运动分子构成的“连续”湍流大气介质。前者对光的影响主要为散射现象，代表性的现象有蔚蓝的天空、日晕；后者湍流导致

了大气折射率的变化，进而导致了星光波前的相位和振幅发生改变，破坏了光的相干性，造成了成像质量的退化[10]。表述大气湍流的参数[11]主要有：大气折射率结构常数 C_N^2、大气相干长度 r_0 与视宁度、大气相干时间 τ_0、等晕角 θ_0、内尺度 l_0、外尺度 L_0、闪耀指数 σ_I^2。

2.1 大气折射率结构常数 C_N^2

大气折射率结构函数[12]，表示均匀各向同性随机场中空间两点折射率差的期望值。而大气折射率结构常数，描述了大气折射率起伏的强度随高度变化的关系，用于表征空间中某点的光湍流强度。根据柯西公式，我们可以将空气的折射率 n 表示为大气参数的函数：

$$n-1=\frac{77.6\times10^{-6}}{T}(1+7.52\times10^{-3}\lambda^{-2})\left(P+4\,810\frac{\upsilon}{T}\right)\ , \tag{1}$$

其中，T 为热力学温度 (单位为 K)，λ 为波长，P 为大气压，υ 为水汽压。由于空气中水汽波动很小，最后一项往往被忽略。

$$C_N=\frac{\partial(n-1)}{\partial T}\ , \tag{2}$$

最终，

$$C_N^2=\left(79\times10^{-6}\frac{P}{T^2}\right)^2C_T^2\ , \tag{3}$$

其中，系数 79×10^{-6} K/hPa 为波长在 500 nm 时的值，波长为 300 ~ 1000 nm 时其变化范围为 $82.9\times10^{-6}\sim77.5\times10^{-6}$ K/hPa[13]。从中可以得出，C_N 与温度、气压有关，而气压又与海拔高度有关。如图 3 所示，C_N^2 会随海拔高度快速下降是因为大气压随海拔高度呈指数式下降，从海平面时的 1×10^5 Pa，到 30 km 高空就降低至 1×10^3 Pa。其中，在 10 km 对流层顶端有一个次极大值，这是由于该地区经常发生强风切现象。湍流按强弱分，又可分为弱湍流 (小于 6.4×10^{-17} $\mathrm{m}^{-2/3}$)、中湍流 (2.5×10^{-13} $\mathrm{m}^{-2/3}\sim6.4\times10^{-17}$ $\mathrm{m}^{-2/3}$)、强湍流 (大于 2.5×10^{-13} $\mathrm{m}^{-2/3}$)[15]。

2.2 大气相干长度 r_0 与视宁度

大气相干长度[16]是最常用于评价大气对望远镜影响的参数，用于描述大气对像质的衰减程度。在 1962 年 IAU 会议，天文学家提出了两个问题[14]：有没有可能通过一个单独的常数来预测像质的退化？有没有可能用一个小望远镜来预测一个大望远镜的成像能力？之后，Fried[16]通过不懈努力，终于提出大气相干长度参数用于解决这两个问题。大气相干长度的定义式如下：

$$r_0=0.185\left[\frac{\lambda^2}{\sec z\int_0^h C_N^2(h)\mathrm{d}h}\right]^{3/5}\ , \tag{4}$$

其中，λ 为波长，z 为天顶角，r_0 是对整层大气折射率结构常数 $C_N^2(h)$ 的积分。大气相干长度 $r_0=(\sec z)^{-3/5}$，随天顶角的增大而减小。

视宁度 (单位为角秒) 是星像的半宽全高，可表示为：

$$R_0=0.98\frac{\lambda}{r_0}\ , \tag{5}$$

其中，λ 为波长，r_0 为大气相干长度。上式单位为弧度 (rad)，需经过 $1\ \text{rad} = \dfrac{180}{\pi} \cdot 3\,600 \approx 206\,265''$ 转化为角秒。R_0 随波长缓慢变化，在较大的波长下，大气的影响会变小。如图 4 所示，Tony Travouillon[17] 总结了在湍流和衍射极限条件下，望远镜分辨率与波长的关系：当湍流占优势时，分辨率随波长增加；当达到衍射极限时，分辨率随波长的增加而减小。

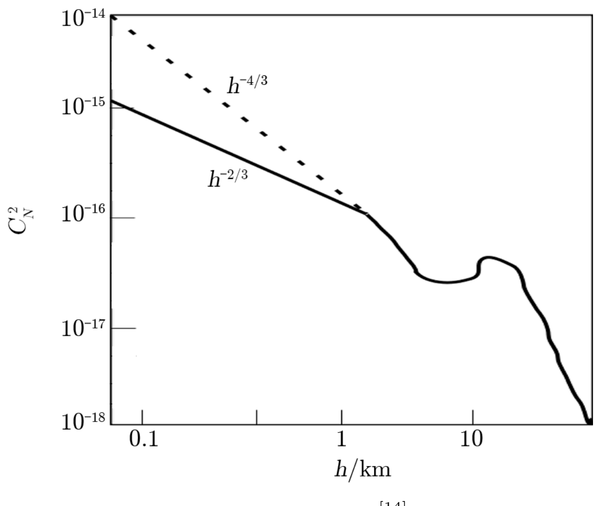


图 3　C_N^2 随高度变化[14]

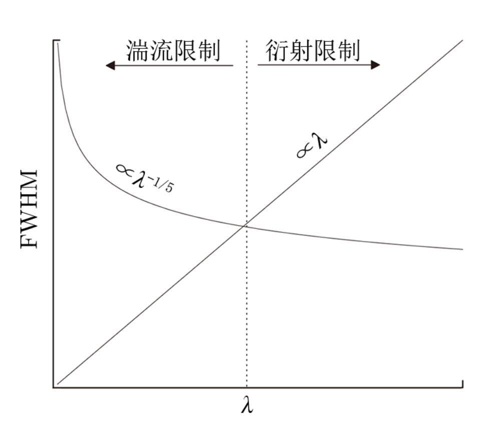


图 4　望远镜分辨率与波长的关系[17]

2.3　大气相干时间 τ_0

τ_0 又称为大气冻结时间。根据泰勒的湍流冻结假设理论[18]，波前的畸变在一个很短的时间内保持不变，这个时标便是大气相干时间 τ_0。如图 5 所示，在此期间，湍流不破散成小湍流，只是由风带其运动。而当 $t > \tau_0$ 时，所观测的恒星图像在超出视宁度的部分会变得比较模糊。

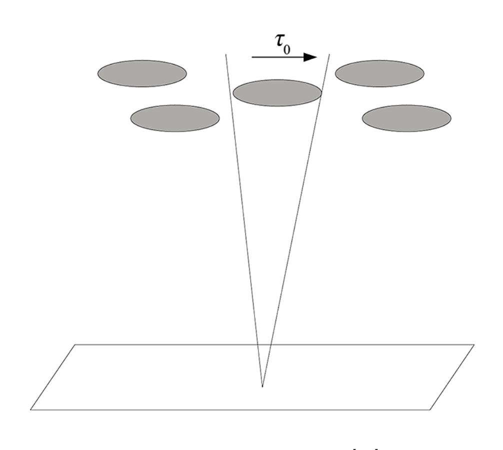


图 5　湍流随风运动[17]

大气相干时间对于自适应光学和基线干涉很重要。在自适应光学中，整个系统的响应时间要低于大气相干时间，才能获得较好改正效果。所以，一个好的天文台址要具有较低的风速，以降低对控制系统的要求。

2.4　等晕角 θ_0

等晕角[14]的定义为，在望远镜观测视场小于等晕角的区域内，大气湍流各向同性且局部均匀，光波波前由大气湍流引起的相位畸变是相同的。它是天空可以被传统自适应光学补偿的最大角距，超出部分便不能被矫正。如图 6 所示，星 1 需补偿的相位 $\phi1 + \phi3$，而星 2

需补偿角相位 $\phi2 + \phi4$，只有当星 1 与星 2 角间距较小时，才能认为 $\phi1 \approx \phi2$, $\phi3 \approx \phi4$，即在等晕角内，才可被传统自适应光学矫正。同时如图 7 所示，当湍流大部分位于地面附近时，等晕角较大；而湍流大部分远离地面时，等晕角较小。

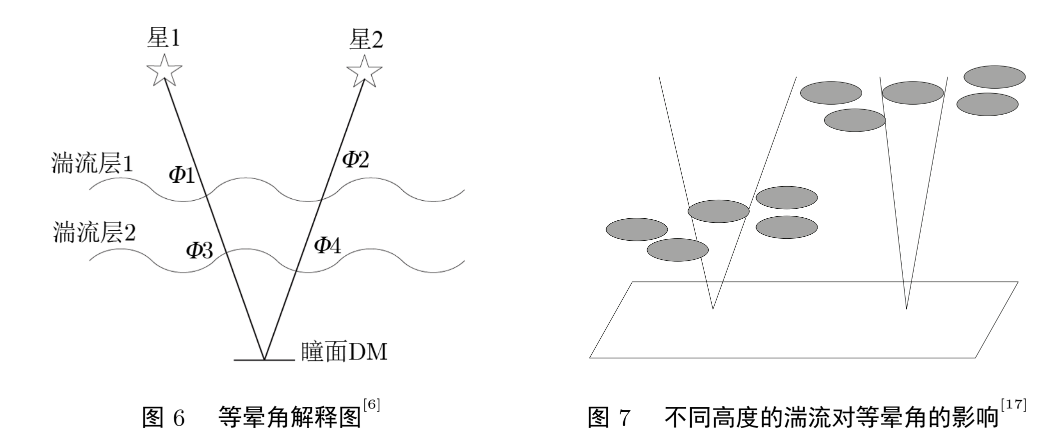


图 6 等晕角解释图[6]　　图 7 不同高度的湍流对等晕角的影响[17]

2.5 湍流内尺度 l_0 和外尺度 L_0

Reynolds[19] 在 19 世纪末进行湍流实验时发现，当有规律的流动层流在流速增大到一定程度时，有规律的流动会变得不稳定，最终由大小不一、互相干扰的漩涡所代替，见图 8。

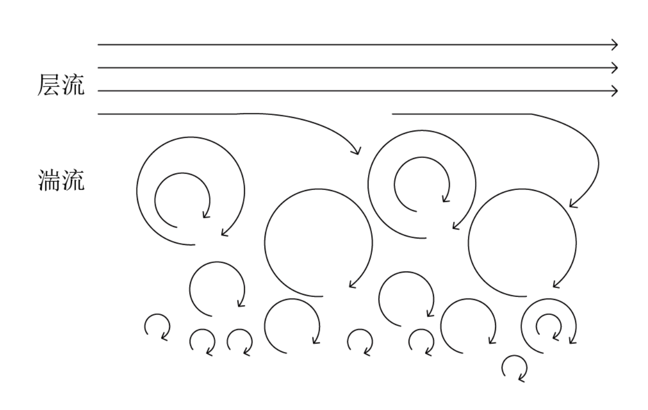


图 8 层流到湍流的转变

当层流破碎为湍流，出现的湍流经过充分发育后增大到一定的尺度，不再继续增大，此时这个特征尺度便记为外尺度，外尺度一般取米至百米量级[20]，外尺度的实际大小存在较大的争议，不同的测量方法得到的值从几米至 2 km (具体细节请看 Avila 等人[20] 论文的表 1)，但没有争论的是望远镜的直径接近或超过外部尺度时，与传统的相比，大气湍流的光学结果会发生巨大的变化。之后外尺度由于自身不稳定逐渐破碎，然后将动能传递给较小尺度湍流，最终湍流足够小，因热能和摩擦系数而消散，这时的尺度记为湍流的内尺度，内尺度一般取毫米量级。当湍流特征尺度在内外尺度之间时，被称为惯性亚区 (惯性子区)。

2.6 闪烁系数 σ_I^2

大气湍流不仅影响光波的相位，同时也影响光的振幅。振幅变化进而导致了光强的起伏，这种现象便是观测到晴朗的夜空中星星在眨眼睛，即闪烁现象。

虽然闪烁系数[17]对于自适应光学和基线干涉的影响较小，但是对于需求高斯特尔比的系统，例如对于要求高精度测光的系统，闪烁将会是一个重要的误差源。

3 日间大气湍流廓线的探测方法

大气湍流的测量方法按原理分为两种：(1) 通过测量温度及其气象数据的变化计算出大气湍流特性；(2) 用光学为测量手段，可分为测量强度闪烁和测量波前倾斜两种。

通过测量温度和气象数据获得白日大气湍流廓线的方法有：声雷达法 (Surface layer NOn-Doppler Acoustic Radar, SNODAR) 和探空气球法。这两种方法都是非光学方法，可以全天观测。光学手段分为测量波前倾斜和测量强度闪烁两种。其中测量波前倾斜的技术有：Solar SLODAR (Solar SLOpe Detection And Ranging), SDIMM+ (Solar-Differential Image Motion Monitor +), MOSP (Monitor of Outer Scale Profile), PDSL (Profiler of the Differential Solar Limb), A-MASP (Advanced Multiple Aperture Seeing Profiler)；测量强度闪烁的技术有：SHABAR (SHadow BAnd Ranging), Sloar SCIDAR (Sloar SCIntillation Detection And Ranging)。

3.1 气象学方法

3.1.1 声雷达

声雷达[21−24]的探测原理是声雷达向大气发射一个固定频率的声波，由于大气温度和风速的非均匀性，会对声波发生散射，通过观测声波回波中的散射特性 (如图 9 所示)，就可以得到温度、风速等信息的空间、时间分布。其中温度是通过回波功率与温度梯度平方成正比的原理获得；测风是通过多普勒频移的方法，散射回来频移的大小与散射体运动的速度成正比。同时，如果对声雷达进行合理的布局，还可以对风向进行测量。

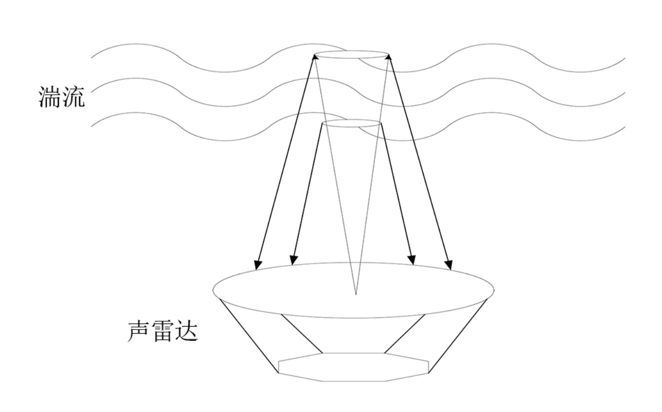


图 9 声雷达原理图

对于 SONDAR，温度结构常数[25]可以通过下式获得：

$$C_T^2 = \frac{\sigma_{180} T^2}{4 \times 10^{-3} k^{-1/3}} \ , \tag{6}$$

其中，σ_{180} 为单位固体角单位散射体积的有效后向散射截面，T 是空气的绝对温度，k 是声波的波数。获取 C_T^2 的困难在于如何准确获得散射截面：

$$\sigma_{180} = \frac{P_r}{P_t E_t E_r} \frac{2r^2}{c\tau} \frac{1}{S_{\mathrm{ant}} \exp(-2\alpha r)} \ , \tag{7}$$

其中，P_t, E_t 分别是应用于传感器的电功率和转化为声辐射功率的效率，P_r, E_r 分别为实测的电功率和接收声功率的效率，c 是声速，τ 是脉冲持续时间，r 是到散射体积的距离，S_{ant} 为雷达天线的有效面积，α 为大气衰减系数。事实上，最后两项导致测量温度结构常数变得困难，因为 α 是声波频率、温度和相对湿度的函数。

在求解出温度结构常数 C_T^2 后，便可以求解折射率结构常数：

$$C_N^2 = (80.10^{-6} P/T^2)^2 C_T^2 \ , \tag{8}$$

其中，P 为测量点的大气压强 (单位为 hPa)，T 为测量点的绝对温度 (单位为 K)。SONDAR 也可以测量三维风速轮廓。当声音信号从速度为 V 的空气反射时，它的频率 f 将会发生多普勒位移：

$$V = -\frac{V_s}{2} \left(\frac{f_s}{f} - 1 \right) \ , \tag{9}$$

其中，V_s 是声速，f_s 是散射波的频率。如果 SONDAR 垂直地发射信号，就只能测量风速的垂直分量。若需要三维的风速信息，就需要三个不同方向的发射器。然而，在实际应用中，更多的是使用一个阵列 SONDAR。

声雷达是一种坚固的仪器，可以用于长时间的自动监测。声雷达的分辨率特别高，可以达到米的量级。由于声雷达依靠的是声波而不是光，所以它能在日间和夜间不间断地测量湍流变化，这对于理解湍流演化很关键。由于声波在大气中衰减得很快，其测量的范围受到限制。为了获取整层大气的轮廓，须与别的仪器结合使用。声雷达的数据也可能会受到别的声源的污染，并受到雷达附近反射结构的影响。除此之外，声雷达产生的噪声污染也是一个问题，但由于选址站点或天文站址四周人烟稀少，可以忽略其影响。

3.1.2 探空气球

探空气球[26−29]可以携带相关的仪器与所经过的大气直接接触，因此能精准地对大气参数进行测量。探空气球常携带的仪器有无线电探空仪和微温脉动仪[30−33]。无线电探空仪是探测大气的重要手段，它一般带有温湿度气压传感器，最终把测量所得的信息传输给地面。微温脉动仪通过测量两端金属丝温度变化，经过不平衡电桥、放大电路等一系列电路后，会把温度信号转化成为一个电压信号，最终从获得的参数中计算出近地层的光学湍流。温度传感器的响应时间小于 10 ms，所以要求金属丝被拉很细 (30 μm 左右)，但容易被大风吹断。微温脉动仪也可以安装在气象塔上测量湍流，这就代表着它测量的高度往往取决于气象塔

的高度。此外，还可以把探空气球固定在一个位置，使用机械结构载着微温脉动仪上下移动，以探测更高的近地层湍流廓线。探空气球的缺点也很明显，仪器的落点太偏，很难被发现；即使被发现，由于发现者所在位置离当地气象站过远，不会花费过多的时间精力交还给相关机构。另外只有搭载比较昂贵的仪器时才会安装 GPS (global positioning system)，有 GPS 后可以预估落点，但需要爬山涉水，非常花费人员的精力。探空气球一般是一次性产品，一次花费近千元甚至上万元，一日释放多次，其使用的成本很高。一次测量花费时间很长，当进行高空测量时，低空的湍流很可能发生改变。同时，由于风的影响，气球上升的路径是不确定的，测量的数据起伏很大。

近几年随着无人机的快速发展，探空费用将能大大降低，未来极有可能用无人机携带载具下投探测。

3.2 光学方法

3.2.1 SHABAR

SHABAR[34–36]一般是由 6 个位于不同位置的闪烁仪组成的一个线性阵列，它主要用于测量地面高度小于 500 m 内的大气湍流。每一个闪烁仪的探头都有一定的探测范围，两个探头会在不同的高度出现重叠探测的部分，重叠部分入射的光会同时对两个探头产生相关效应。之后通过测量得到的相关效应就可以反演不同层大气湍流，得到湍流轮廓线。

如图 10 所示，利用测量间距为 d 的两个探头的相对亮度 $(\Delta I/I)$，可以求解出其两个探头的协方差 $CV(d)$，

$$CV(d) = 17.4\Omega^{-7/3}\lambda\cos^{-2/3}\zeta\int_0^{\infty} C_n^2(h)CV(h,d)\mathrm{d}h\ , \tag{10}$$

其中，$CV(h,d)$ 为特定高度为 h 的单层湍流，探头间隔为 d 的协方差，$CV(h,d)$ 可以通过具体的 h 和 d 计算得到，Ω 为太阳角直径，λ 为探头的波长，ζ 为天顶距。随后，利用最小二乘法便可以拟合出大气折射系数结构常数 $C_n^2(h)$，最终求解出视宁度。

6 个闪烁仪可以把近地层大气分为 15 层。闪烁是许多个独立子源进行平均的结果，由于高层大气独立湍流源因平滑作用而变得模糊，从而导致了 SHABAR 对高层大气不敏感[38]。

LUSCI (LUnar SCIntillometer array)[39]实际就是把 SHABAR 应用到夜间，LUSCI 最近的研究进展，可以作为日间 SHABAR 的参考。夜间测量与日间最大的不同点在于月相变化，所以必须先使用导星相机测量得到月亮的光强，再对其硬件进行相应的标定。除此之外，夜间的干扰源会比日间多。SHABAR 和 LUSCI 之所以不能合并成一台通用仪器就在于太阳强度比月亮的强度大很多，导致所需的硬件差异明显。SHABAR 和 LUSCI 光学结构简单，重量小，价格便宜，很适合选址初期的野外探测。如图 11 所示，由于其结构较小，SHABAR 还经常被安装在 SDIMM[40]前侧一同观测。

LUSCI 最新的进展在 2020 年的阿里[41]，一共使用了 48 个探测器，组成了 6 个环。其探测能力在满月时，有用的响应高度达到 1 km，在新月时更是达到了 10 km，虽然新月的光强低于满月，但由于较小的角度尺寸而产生了较大的强度波动，大大补偿了这一点。

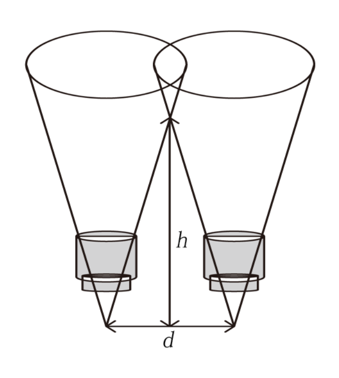


图 10 SHABAR 原理图[37]

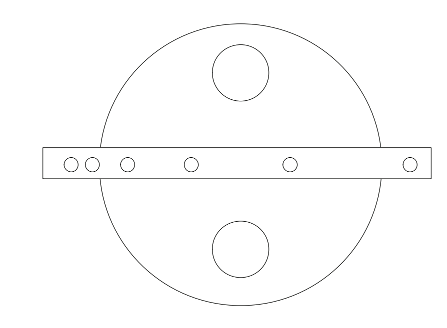


图 11 SDIMM 与 SHABAR 结合

可惜的是由于其中一个环的损坏，导致了其基线由 16 条降为了 11 条，从而最长的基线为 0.877 m，在满月时，损失了 500 m 的垂直分辨率。这两种设备都可以提供近地面湍流信息。

3.2.2 SLODAR, Sloar SLODAR 及 SCIDAR, Sloar SCIDAR

SLODAR[42, 43] 在 2002 年由 Wilson[44] 提出，可以对大气视宁度和风速进行分层测量。SLODAR 的原理为：在夏克-哈特曼波前传感器上分别测量两个导星的波前斜率，通过测量双星波前斜率的互相关和自相关来反演出大气湍流廓线。与 SDIMM+ 的区别在于，SDIMM+ 使用协方差的方法。SLODAR 的双星波前斜率的互相关函数为：

$$C(\delta i, \delta j) = \left\langle \sum_{i,j} S_{i,j}(t) S'_{i+\delta i, j+\delta j}(t) / O(\delta i, \delta j) \right\rangle \ , \tag{11}$$

其中，$S_{i,j}(t)$ 是第一颗导星在波前传感器坐标 (i, j) 在 t 时刻的斜率，$S'_{i+\delta i, j+\delta j}(t)$ 是第二颗导星在波前传感器坐标 $(i + \delta i, j + \delta j)$ 在 t 时刻的斜率，$O(\delta i, \delta j)$ 是所有间隔为 $(\delta i, \delta j)$ 的子孔径对，$\langle\rangle$ 是大量短曝光的平均。

SLODAR的单星自相关函数为：

$$A(\delta i, \delta j) = \left\langle \sum_{i,j} S_{i,j}(t) S_{i+\delta i, j+\delta j}(t) / O(\delta i, \delta j) \right\rangle \ , \tag{12}$$

其中，$S_{i+\delta i, j+\delta j}(t)/O(\delta i, \delta j)$ 是第一颗导星在波前传感器坐标 $(i + \delta i, j + \delta j)$ 在 t 时刻的斜率。

最终，在没有噪声的情况下，湍流轮廓可以通过

$$C_n^2 \propto F^{-1}[F[C]/F[A]] \tag{13}$$

获得，其中 F, F^{-1} 分别代表傅里叶变换和傅里叶逆变换，$F[C]$, $F[A]$ 分别代表互相关和自相关的傅里叶变化。最终在二维去卷积图中得到归一化的大气湍流廓线。

如图 12 所示，考虑一个单独的湍流层，在高度 h_0 处，两颗星的路径没有重叠，便无法测量。再考虑高度为 h_4 的湍流薄层，两颗星的路径便有重叠，通过测量右星在 i 孔径上

的信号，和左星在 $i+4$ 孔径上的信号，便可以求解彼此间的互相关。一般来说，湍流 h_i 的高度正比于两个子孔径的距离 δw，$\delta h=\delta w/\theta$，θ 为两颗星的夹角，这两个子孔径的信号为相关信号。所以探测器上湍流的分层数决定于子孔径的个数，探测器探测的最高高度取决于最远两个子孔径的距离，即 $h_{n-1}=(n-1)\delta h\approx H_{\max}=D/\theta$。随着海拔的升高，重叠的子孔越来越少，相关信号减小。此外，通过判断去卷积图中互相关峰随着时间延迟增加时的移动快慢和方向，可以评估互相关峰对应湍流层的风速和风向[46]。

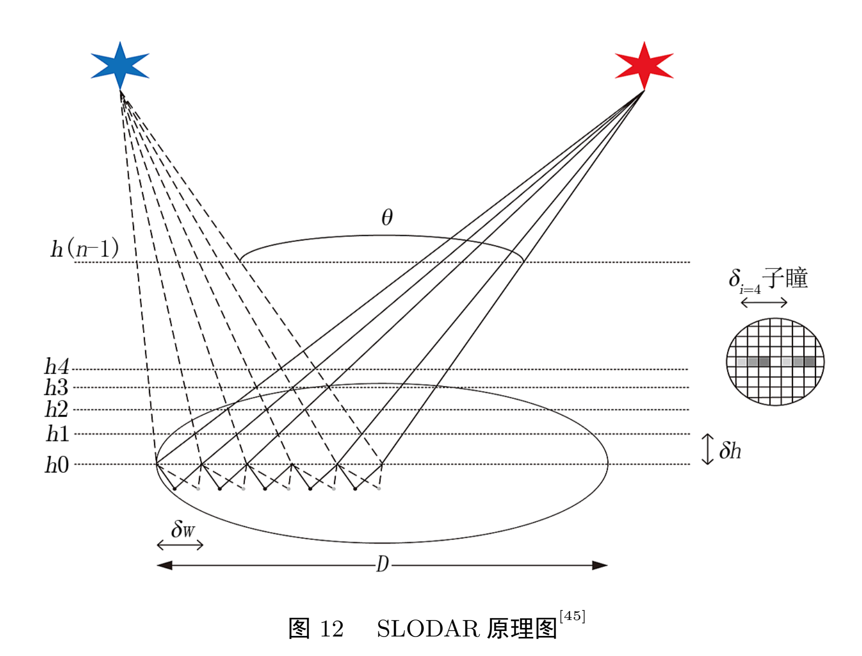


图 12 SLODAR 原理图[45]

SCIDAR 测量的是闪烁，而 SLODAR 测量的是局部波前倾斜。由于探测波前倾斜比探测闪烁要求的光子数更低，它仅仅需要能进行计算质心的流量，所以 SLODAR 可以使用更多接近于天顶的微弱双星。但是 SCIDAR比 SLODAR 的分辨率高，这主要是因为闪烁模式下的自协方差函数比波前倾斜的自协方差函数峰值更窄，即闪烁的空间尺寸小于相位的，从而允许更高的分辨率[47]。

SLODAR 与 SCIDAR 存在的问题相似，望远镜口径和夏克-哈特曼波前传感器子孔径的数量都限制了大气分层，且对弱湍流的探测能力较差。两者同时要求使用大口径望远镜。虽然在 2009 年，400 mm 的便携 SLODAR 被开发出来，但是其最高采样高度只有 2 000 m[48]。

Solar SLODAR[49] 是日间的 SLODAR，它通过观测太阳米粒组织来测量视宁度。观测太阳米粒组织很方便，因为它覆盖了整个全日面。但由于低对比度的问题，使其比其它点源处理起来更为复杂。Solar SLODAR 与夜间 SLODAR 有两个主要区别：(1) 太阳不同于夜间的星星，太阳是一个扩展源；(2) 以太阳米粒组织为导星，有许多可用的源。

在测量图像运动时，使用扩展源而不是点源的影响之一就是孔径的大小作为高度的函数并不是恒定的。有效孔径是高度的函数，高海拔的有效孔径扩大，平均了这些海拔湍流带

来的影响，减小了高海拔湍流带来的波前倾斜。如图 13 所示，有效孔径为：

$$D_{\rm eff} = D + h\theta \ , \tag{14}$$

其中，θ 为扩展源尺寸，单位为弧度 (rad)，h 是投影孔径 $D_{\rm eff}$ 的高度，D 为望远镜口径。

Sloar SCIDAR[50] 的原理如图 14 所示，光源在经过望远镜后，会在焦平面成像。当夹角 θ 较小时，两个像会出现重叠的情况。为了有好的探测效果，在焦平面放置了两个光阑，之后又在焦距后构建一个虚拟探测面，使得两个像分离，以此来模仿一对夜间的双星。其中，两个光阑的大小和间隔距离可调，选择不同的间隔距离，就可以得到不同的间隔角 $\theta = u_\alpha f$，f 为焦距，u_α 为两光阑间距。之后通过测量两幅图的强度波动，使用互相关的方法求解出湍流廓线。

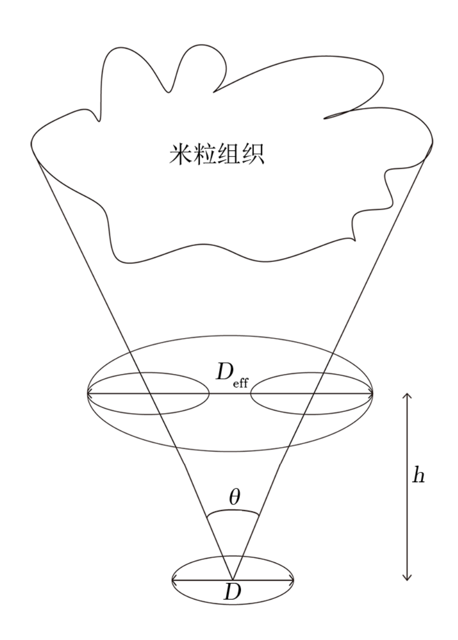


图 13 有效孔径随高度递增[49]

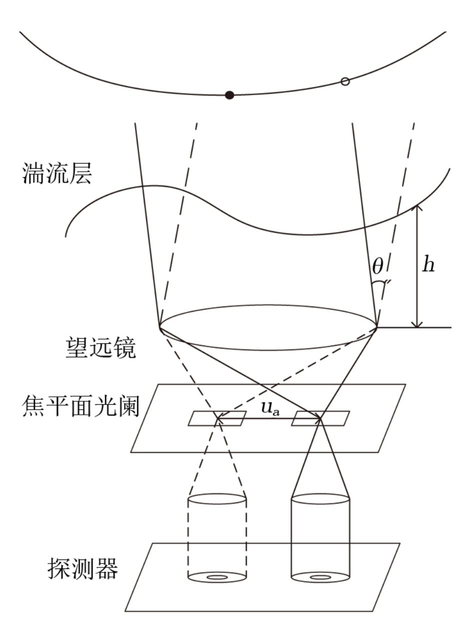


图 14 Sloar SCIDAR 原理图[50]

不同于夜间的 SCIDAR 使用自相关的方法，Sloar SCIDAR 使用互相关的方法求解湍流廓线。同时 Sloar SCIDAR 成像，由一个较弱的核心和一个较强的光晕组成，这就导致了相关峰值被拓宽了，从而对高层湍流不再敏感。除此之外，太阳作为扩展源，其大小超出了光阑，也会对探测结果有不好的影响。

3.2.3 PDSL

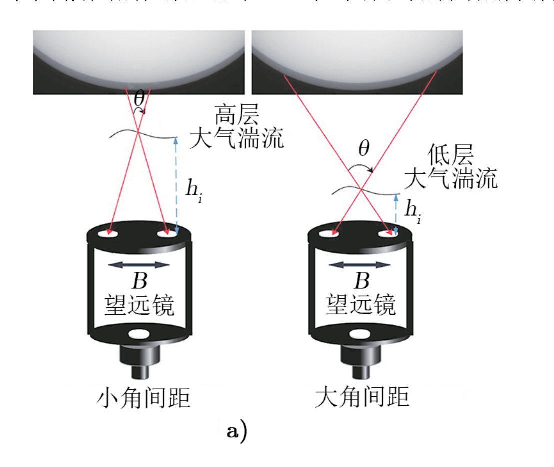
对于自适应光学而言，外尺度 L_0 是一个重要的参数，MOSP[51] 的研制主要目的就是测量外尺度。而 PML (Profiler of Moon Limb)[52] 可以看作是 DIMM 和 MOSP 的结合，硬件结构上与 DIMM 相同，而原理上继承了 MOSP，吸取了两方的优点。PDSL[53] 就是 PML 在日间的应用。

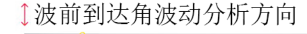
如图 15 所示，PDSL 利用太阳的边缘，在通过湍流层后在两个子孔径上成像。由于也

使用了差分成像，可以消除望远镜的抖动带来的误差。两幅太阳边缘图像波前到达角以 φ 为差值的横向方差为：

$$C_{\Delta\varphi}(\theta)=\langle[\Delta\varphi(\theta_0)\cdot\Delta\varphi(\theta_0+\theta)]\rangle\ , \tag{15}$$

其中，$\Delta\varphi(\theta_0)=\varphi_{\mathrm{T}}(\theta_0)-\varphi_{\mathrm{B}}(\theta_0)$，代表两个子图之间匹配点的差值，$\varphi_{\mathrm{T}}$ 和 φ_{B} 分别代表上下两幅图的太阳边缘，θ 表示成对的两点分隔角，范围从 0 到设备的整个视场。





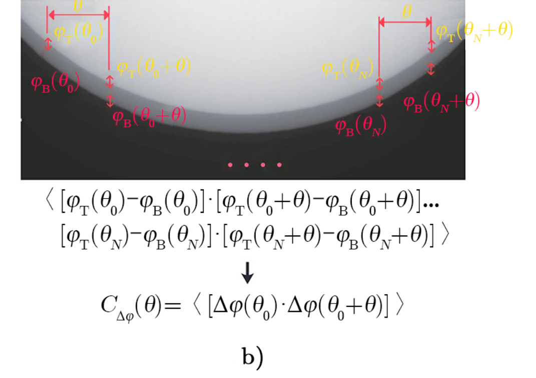


图 15　PDSL 原理图[53]

根据 Von-karman 模型，二维空间协方差之间的相关函数为：

$$C_{\Delta\varphi}(\theta)=\int C_n^2(h)K_a(B,h,\theta)\mathrm{d}h\ , \tag{16}$$

其中，h 代表湍流层的高度，B 为两个子孔径中心的距离，

$$K_a(B,h,\theta)=2\omega_\alpha(\theta h)-\omega_\alpha(B-\theta h)-\omega_\alpha(B+\mathrm{d}h)\ , \tag{17}$$

$$\omega_\alpha(\varrho)=1.19\sec(z)\int_0^{+\infty}f^3\left(f^2+\frac{1}{L_0^2(h)}\right)^{-\frac{11}{6}}[J_0(2\pi f\varrho)+J_2(2\pi f\varrho)]\left[\frac{2J_1(2\pi fD)}{\pi fD}\right]^2\mathrm{d}f\ , \tag{18}$$

其中，z 为天顶距，f 为空间相关频率，J_0 代表 m 阶的贝塞尔函数，$L_0(h)$ 为外尺度函数，D 为望远镜口径。如果考虑不同分隔角 θ_j 及其对应的高度层 h_i，整层大气可表达为：

$$C_\varphi(\theta_j)=\sum_{i=0}^{h_{\max}}\Delta h_iC_n^2(h_i)K_a(B,h_i,\theta_j)\ , \tag{19}$$

其中，Δh_i 为高度为 h_i 的湍流薄层。如果固定外尺度 L_0^2，便可以求解出 $K_a(B,h,\theta)$，之后代入到矩阵 K^ϱ，

$$Y=K^{C_n}\cdot K^\varrho\ , \tag{20}$$

其中，Y 或 $C_\varphi(\theta)$ 是测量得到的太阳边缘不同分隔角度的协方差，$K^{C_n}=C_n^2(h_i)\Delta h_i$ 表示 $C_n^2(h_i)$ 的 $1\times N$ 矩阵，K^ϱ 代表 $N\times M$ 系数矩阵，N 是重构网格的层数，M 是沿太阳边缘分隔角为 θ 的数量。

实际应用中，测量值 Y 可以获得，选定高度和指定的分隔角 θ 在固定 L_0 时可以求出 K_a，进而求解出 K^{ϱ}，进一步求解出 K^{C_n}。利用一系列夹角 θ 边缘的空间协方差就可反演出大气湍流廓线。小角度的分隔测量高层大气，大角度的分隔测量低层大气，因此可以用很高的垂直分辨率扫描高层大气。除此之外 PDSL 还受到了视场的限制，导致 PDSL 无法测量 100 m 以下的大气[53]。但低于 100 m 的大气视宁度，可以通过 SDIMM 测得的总视宁度减去 PDSL 测得的大于 100 m 以上的视宁度间接获得。

云南天文台在基于 PML 和 WMA-SDIMM[54, 55] 的基础上，研制出了主要应对太阳的 PDSL，同时也能对夜间的月亮进行测量，这保证了数据的连续性，已在稻城无名山进行了数值模拟并得到了实验结果。

3.2.4 SDIMM+ 与 A-MASP

SDIMM+[56] 测量斜率的分析方法类似于 DIMM，使用协方差的方法。这里以 x 方向为例，图像测量的协方差 $C_x(s,a)$ 为：

$$C_x(s,a)=\sum_{n=1}^{N}0.358\lambda^2 r_0(h_n)^{-5/3}D_{\rm eff}(h_n)^{-1/3}F_x(s,a,h_n)\ , \tag{21}$$

其中，

$$F_x(s,a,h_n)=\frac{1}{2}I\left(\frac{\alpha h_n-s}{D_{\rm eff}},0\right)+\frac{1}{2}I\left(\frac{\alpha h_n+s}{D_{\rm eff}}\right)-\frac{1}{2}I\left(\frac{\alpha h_n}{D_{\rm eff}}\right)\ . \tag{22}$$

可由文献 [57] 得横向 $I(S,0)=[1-0.541S^{-1/3}]$，纵向 $I(S,\frac{\pi}{2})=[1-0.811S^{-1/3}]$。$D_{\rm eff}$ 表示哈特曼波前传感器子孔径的有效直径，s 表示子孔径对之间的距离 (如图 16 所示)，α 表示导星之间的角度间隔。其中协方差可以由图像测量得到，而 $F_x(s,a,h_n)$ 可以由具体的参数求得。最终特定高度 h_n 的视宁度 $r_0(h_n)$ 可以利用最小二乘法拟合出来。

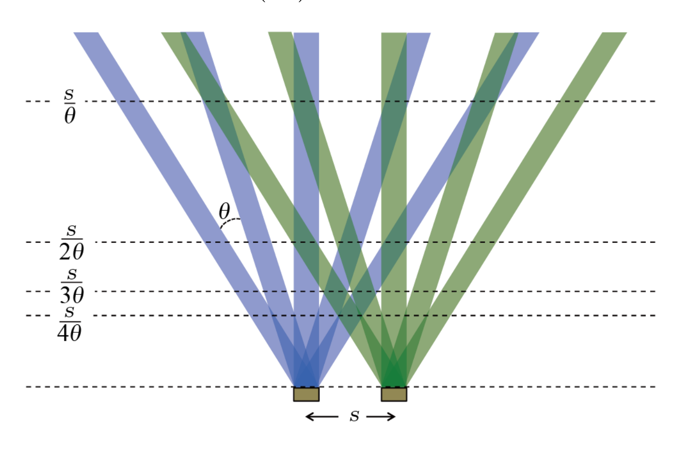


图 16 A-MASP 原理图[58]

SDIMM+ 和 Solar SLODAR 在使用相同尺寸的波前传感器时，两者的分辨率是相同的，两者唯一不同点在于分析所测斜率的方法，SDIMM+ 使用协方差，Solar SLODAR 使用互相关。除此之外 SDIMM+ 不能测量风速风向。由于来源于 DIMM 技术，所以 SDIMM+

对望远镜的运动和跟踪误差并不敏感。与 SLODAR 一样，日间需要利用太阳不同区域的米粒组织作为探测源，为了让米粒组织有较高的对比度，要求使用大型望远镜。

之后，为了解决 SDIMM+ 对大口径望远镜的过度依赖，2015 年，Ren 等人提出了多口径视宁度轮廓线仪 MASP (Multiple-Aperture Seeing Profiler)[59] 的设想，通过使用两个小型的望远镜解决对大口径望远镜的依赖，同时解决小口径望远镜采样高度问题，可以在没有大型望远镜的台址使用。MASP 的两个 400 mm 的望远镜各自配备了一个带 5 个子孔径的夏克-哈特曼波前传感器。两个望远镜间隔一段距离，可以等价为一个带 14 个子孔的大望远镜。虽然有这么好的效果，但也有两望远镜的指向、跟踪和抖动等问题。之后在 2016 年对 MASP 进行改进，并提出了 A-MASP[60]，使用了两个口径更小的 100 mm 望远镜。A-MASP 使用多颗导星进行观测，如图 16 所示，以太阳米粒组织结构中的一个小区域作为导星，区域范围为 $8'' \times 8'' \sim 10'' \times 10''$，且不需要夏克哈特曼传感器。

3.2.5 MISOLFA

MISOLFA (Moniteur d'Images Solaire Franco-Algerien)[61, 62]，如图 17 所示，基于卡塞格林望远镜。在望远镜的入口安装了一个棱镜 P1，以获得两个相对水平的太阳边缘，之后光束射到 M1 凹主镜上，随后被 M2 凸面镜反射。一个小的 M3 平面镜把光束射入内氏焦点。消旋棱镜使得相机呈现两个水平像。望远镜输出的位置，安装了一个滤光器，用于选择所需波段。之后 P3 分光镜将光束分为两份：(1) 用于在 CCD 相机上记录太阳的边缘，这种方式与 PDSL 相似，主要区别在于得到的是两个相对水平的太阳边缘；(2) 光束穿过一个狭缝后再射入棱镜 P4，P4 由分光镜和 90° 的反射镜组成。这两部分输出到一个光电二极管以测量光通量和孔径图像，孔径图像波动的强度和波前到达角的波动成正比；不同直径的光纤被安置在孔径平面上，最后将接收到的信号传输到 4 个光电二极管。

方法二主要用于求解大气相干时间。方法一使用类似于 PDSL 的方法，拟合出大气结构常数 $C_n^2(h)$ 和 $L_0(h)$ 的廓线，之后再求解出别的参数。通过一系列的太阳图像处理，可以提取出波前到达角的横向协方差 $C_{\alpha\perp\exp}(\theta)$ 和结构函数 $D_{\alpha\perp\exp}(\theta)$：

$$D_{\alpha_\perp\exp}(\theta) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\frac{1}{\theta_m - \theta}\sum_{k=1}^{\theta_m-\theta}[\alpha_\perp(k) - \alpha_\perp(k+\theta)]^2 \ , \tag{23}$$

其中，θ 为像素上的角分隔，θ_m 为图像的最大范围，N 是采样图片的数量，$\alpha_\perp(k)$ 是位于 k 点波前到达角的起伏。

结构函数 $D_\alpha(\theta)$ 为：

$$D_\alpha(\theta) = 2[\delta_\alpha^2 - C_\alpha(\theta)] \ , \tag{24}$$

其中，$C_\alpha(\theta)$ 是不同的角间隔的协方差，具体表达见式 (18)，$\delta_\alpha^2 = C_\alpha(0)$ 即波前到达角的方差。将上式代入到式 (18) 可得：

$$\begin{aligned} D_\alpha(\theta) &= 2.4\sec(z)\int_0^{+\infty} C_n^2(h)\mathrm{d}h \times \\ &\int_0^{+\infty} f^3\left(f^2 + \frac{1}{L_o^2(h)}\right)^{-\frac{11}{6}}[J_0(2\pi f\theta) + J_2(2\pi f\theta)]\left[\frac{2J_1(2\pi fD)}{\pi fD}\right]^2\mathrm{d}f \ , \end{aligned} \tag{25}$$

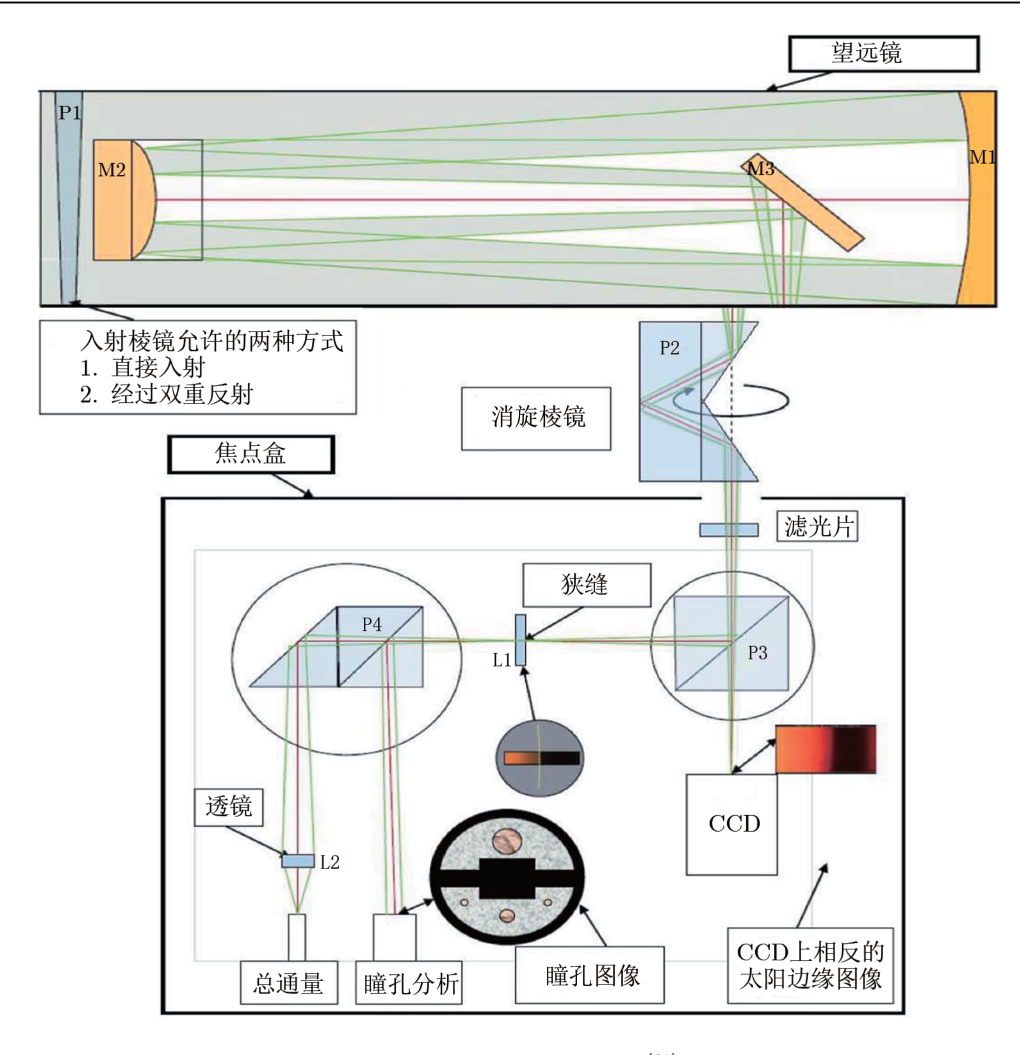


图 17　MISOLFA 原理图[61]

其中，z 为天顶距，f 为空间相关频率，J_0 代表 m 阶的贝塞尔函数，$L_0(h)$ 为外尺度函数，θ 为不同角间距，h 为高度，D 为望远镜口径。随后通过拟合就可以求出 $C_n^2(h)$ 和 $L_0(h)$ 的廓线。

4　总结与讨论

综述所述，由于受太阳辐射的影响，日间大气湍流往往比夜间更为剧烈。同时，太阳作为一个扩展源，与夜间的点源具有一定的特殊性。随着望远镜口径越来越大，系统越来越复杂，整层大气的探测已不能满足实际需求。而在新型自适应光学系统中，大气湍流廓线的细致探测是其中至关重要的一部分。

本文介绍了几种日间大气湍流廓线探测设备，表 2 和图 18 给出了部分日间大气湍流仪器的相关信息。气象学设备属于间接测量，往往存在一定的误差。光学设备往往需要大口径望远镜设备，而大口径设备是稀缺的，小型设备探测的精度和高度达不到要求。相信未来，将为特定场景研制特定日间大气湍流轮廓测量设备。如为天文选址研制小型化、便利化设备，为配制新型自适应光学的望远镜系统提供精细化湍流廓线，都是以后发展的趋势。

表 2　部分日间大气湍流仪器相关参数

仪器参数	分辨率	是否测风速	高度/km
SNODAR	中	是	< 0.3
探空气球	高	否	$0 \sim 30$
SHABAR	低	否	< 0.5
SLODAR	中	是	$0 \sim 30$
PDSL	中	否	> 0.1
SDIMM+	中	否	$0 \sim 30$
MASP	中	否	> 0.4

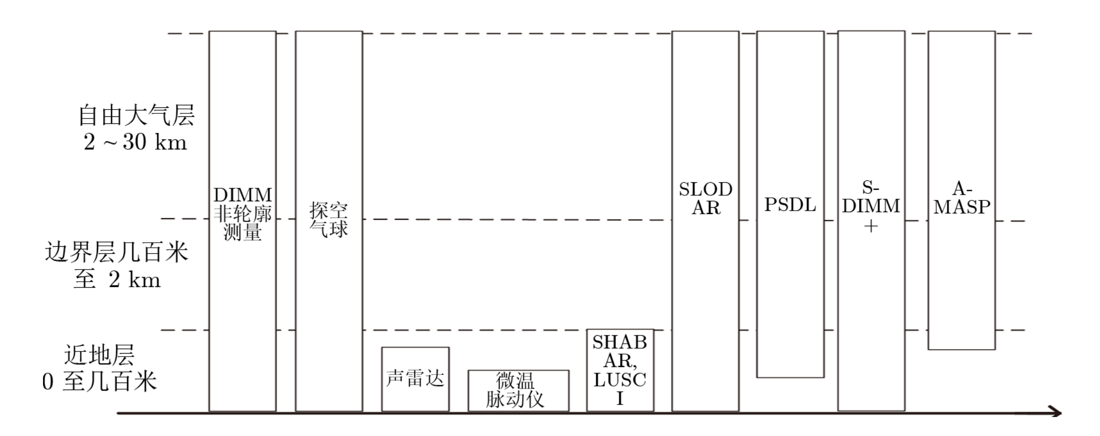


图 18　部分日间大气湍流廓线探测高度

参考文献：

[1] Babcock H W. PASP, 1953, 65: 229
[2] Seeing Forecast For Astronomical Purposes, https://weather.gc.ca/astro/seeing_e.html, 1998
[3] 孔林. 博士论文, 成都: 中国科学院光电技术研究所, 2017: 13
[4] Rao C H, Zhang L Q, Kong L, et al. SCIENCE CHINA: Physics, Mechanics & Astronomy, 2018, 61: 8
[5] Kong L, Zhang L, Lei Z, et al. 中国光学快报(英文版), 2016, 14: 6
[6] 张兰强. 博士论文, 成都: 中国科学院光电技术研究所, 2014: 31
[7] Baba N, Isobe S, Norimoto Y, et al. Applied optics, 1985, 24: 1403

[8] Law N M, Mackay C D, Baldwin J E. A&A, 2006, 446: 739
[9] Hufnagel R E. Digest of Technical Papers, Topical Meeting on Optical Prapagation through Turbulenee. Amsterdam: Elsevier, 1974: 2
[10] 饶瑞中. 现代大气光学, 北京: 科学出版社, 2012: 2
[11] 刘立勇, 姚永强. 天文学进展, 2010, 28: 13
[12] Quirrenbach A A. Extrasolar planets: Saas-Fee Advanced Course, 2006, 31: 137
[13] 姚远成. 硕士论文, 北京: 中国科学院大学, 2013: 21
[14] Quirrenbach A. Progress in optics, Amsterdam: Elsevier, 1981: 290
[15] 宋腾飞. 博士论文, 重庆: 重庆大学, 2018: 4
[16] Fried D L. JOSA, 1966, 56: 1380
[17] Travouilon T. Dissertation, Sydney: University of New South Wales, 2005: 44
[18] Fried D L. JOSA, 1965, 55: 1427
[19] Reynolds O. Philosophical Transactions of the Royal society of London, 1883, 174: 935
[20] Avila R, Ziad A, Borgnino J, et al. Journal of the Optical Society of America A, 1997, 14: 3070
[21] Lawrence J, Ashley M, Bonner C, et al. EAS Publications Series, 2007, 25: 31
[22] Bonner C S, Ashley M C B, Lawrence J S, et al. IAUSS, 2009, 47: 51
[23] Bonner C S, Ashley M C B, Lawrence J S, et al. Acoustics Australia, 2006, 7: 23
[24] Bonner C S, Ashley M C B, Lawrence J S, et al. Optical Turbulence: Astronomy Meets Meteorology. Singapore: World Scientific, 2010: 270
[25] Little C G. Proceedings of the IEEE, 1969, 57: 571
[26] Gavrilov N M, Luce H, Crochet M, et al. Annales Geophysicae: Copernicus GmbH, 2005, 23: 2401
[27] Luce H, Fukao S, Dalaudier F, et al. Journal of the Atmospheric Sciences, 2002, 59: 2885
[28] 许满满, 邵士勇, 刘庆, 等. 光学学报, 2020, 40: 14
[29] 徐自强, 吴晓庆, 许满满, 等. 物理学报, 2021, 70(24): 4204
[30] 李雪宝, 郑艳芳, 许光, 等. 现代电子技术, 2012, 35: 128
[31] 王红帅. 硕士论文, 昆明: 中国科学院云南天文台, 2009: 15
[32] Holland W S, Robson E, Gear W K, et al. MNRAS, 1999, 303: 659
[33] Song T, Liu Y, Cai Z, et al. MNRAS, 2021, 505: 3070
[34] Beckers J M, Liu Z, Jin Z. Proceedings of SPIE, 2002, 4853: 273
[35] Hill F, Radick R, Collados M. ATST Site Survey Working Group Final Report, 2003, 14: 1
[36] Hartogensis O, Hammerschlag R, Sliepen G, et al. Solarnet IV: the Physics of the Sun from the Interior to the Outer Atmosphere, 2017: 102
[37] Beckers J M, Leon E, Mason J, et al. Solar Physics, 1997, 176: 23
[38] 刘忠, 楼柯, 张瑞龙, 等. 天文研究与技术, 2000, 4: 95
[39] Tokovinin A, Bustos E, Berdja A. MNRAS, 2010, 404: 1186
[40] Zhong L, Beckers J M. Solar Physics, 2001, 198: 197
[41] Hickson P, Feng L, Hellemeier J A, et al. MNRAS, 2020, 494: 5992
[42] Goodwin M, Jenkins C, Lambert A. PASP, 2013,30: 18
[43] Butterley T, Wilson R W, Sarazin M. MNRAS, 2010, 369: 835
[44] Wilson R W. MNRAS.2002, 337: 103
[45] Mazzoni T, Busoni L, Bonaglia M, et al. Adaptive Optics Systems V. Bellingham: International Society for Optics and Photonics, 2016: 99093
[46] 王志勇. 博士论文, 成都: 中国科学院光电技术研究所, 2019: 28
[47] Shepherd H W, Osborn J, Wilson R, et al. MNRAS, 2014, 437: 3568
[48] Wilson R W, Butterley T, Sarazin M. MNRAS, 2009, 399: 2129
[49] Townson M J. Dissertation, Durham: Durham University, 2016: 94
[50] Miura N, Oh-Ishi A, Shionoya S, et al. MNRAS, 2013, 434: 1205
[51] Maire J, Ziad A, Borgnino J, et al. MNRAS, 2007, 377: 1236
[52] Chabe J, Aristidi E, Ziad A, et al. Applied optics, 2020, 59(25): 7574

[53] Song T F, Cai Z C, Liu Y, et al. MNRAS, 2020, 499: 1909
[54] Liu Y, Li X B, Zhang X F, et al. Observatory Operations: Strategies, Processes, and Systems VII, Bellingham: International Society for Optics and Photonics, 2018: 22
[55] Song T F, Wen Y M, Liu Y, et al. Solar Physics, 2018, 293(2): 1
[56] Scharmer G B, Van Werkhoven T I M. A&A, 2010, 513: A25
[57] Sarazin M, Roddier F. A&A, 1990, 227: 294
[58] 杨峰, 赵刚, 任德清. 天文学报, 2019, 60: 51
[59] Ren D, Zhao G, Zhang X, et al. PASP, 2015,127: 870
[60] Ren D, Gang Z. PASP, 2016, 128: 105002
[61] Ikhlef R, Corbard T, Morand F, et al. MNRAS, 2016, 458: 517
[62] Ikhlef R, Corbard T, Irbah A, et al. EAS Publications Series, 2012, 55: 369

Development Overview of Daytime Atmospheric Optical Turbulence Profile Detection Technology

DENG Jian[1,2], SONG Teng-fei[1,3] LIU Yu[1,2]

(1. Yunnan Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011, China; 2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China; 3. State Key Laboratory of Lunar and Planetary Science, Macau University of Science and Technology, Macau 999078, China)

Abstract: Atmospheric turbulence is the primary source that affects the quality of ground-based telescope image. In order to reduce the influence of atmosphere, it is necessary to choose a good site and install adaptive optics for the telescope. Due to the influence of solar radiation, atmospheric turbulence is often more intense than at night. At present, many solar telescopes have built adaptive optics systems at home and abroad. Conventional adaptive optics can only improve the image quality in a small field of view, and cannot meet the needs of large field of view. Novel wide field adaptive optical system can achieve the large full of view and high-resolution images, but accurate detection of atmospheric turbulence profile is the prerequisite and key. At the same time, the astronomical high resolution technology based on turbulence imaging theory also needs more detailed detection of turbulence. Therefore, a brief review about the latest detection technology of the stratified atmospheric turbulence for daytime. Primarily, the parameters of atmospheric turbulence are introduced. Then, SNODAR, SHABAR, MOSP, DIMM+, A-MASP and other detection technology of the stratified atmospheric turbulence for daytime are mainly introduced, meanwhile advantages and disadvantages of the different technologies are summarized.

Key words: turbulence profile; site testing; Seeing